

Title	光で創る集団の量子現象(第48回物性若手夏の学校(2003年度),講義ノート)
Author(s)	五神, 真
Citation	物性研究 (2004), 81(5): 793-801
Issue Date	2004-02-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/97744
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

「光で創る集団の量子現象」

東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻 五神真

光には物を暖める性質がある。これは光のエネルギーが熱に変換されるからである。しかし、光の状態を巧みに制御して、物質と相互作用させると物質の熱運動を逆に押さえて冷却させることも可能である。レーザー光から出てくる光は、非常にコヒーレンスが良くエントロピーの小さな状態であり、それを物質系にうまく転写することがその鍵である。我々はレーザー技術を駆使して物質を極低温に冷却し、集団の量子現象を発現させることに原子系から固体まで様々な系を対象として挑戦してきた。ここでは、その中で固体系の実験を中心に紹介する。

§1 はじめに

量子力学ではすべての粒子は波動性と粒子性の2面性をもち、かつ同じ種類の粒子は区別できない。すなわち量子力学では粒子は自己同一性を持たない。まず量子力学的な効果が問題となるサイズについて考えてみる。粒子の質量を M 、粒子系の熱運動の温度を T とすると、運動量は $p \approx \sqrt{Mk_B T}$ となるので、物質波(ドブロイ波)の波長は $\lambda \approx h/\sqrt{Mk_B T}$ となる。ここで h はプランク定数、 k_B はボルツマン定数である。粒子の量子力学的な重なりを議論する為には、より正確にはドブロイ波の波束の長さが問題となる。波束の長さはプランク定数を運動量の揺らぎで割った $h/\delta p$ で表される。これを特に「熱的ドブロイ波長」という。熱運動している場合には $\delta p \approx \sqrt{Mk_B T}$ である。以下では単にドブロイ波長と呼ぶことにする。常温の電子の場合これはナノメートル($10^{-9}m$)の程度である。電子がこのサイズ以下の微小な空間に閉じこめられていると粒子の波動性が本質的となり、多数の電子があってそれらがこのサイズ内に重なる場合には、その集団の状態を記述する上で粒子がボース粒子であるのかフェルミ粒子であるのかという量子統計性が重要になる。ところで、現在重点的課題として研究が進められているナノテクノロジーは、構造をナノスケールにすることで、この量子力学的な効果を顕在化させ、電子デバイスの性能向上や新しい機能の発現を狙うものである。このような量子力学的な現象が顕在化するスケールは我々人間の大きさと比べるととてつもなく小さいので、粒子の量子力学的な奇妙な振る舞いはミクロな世界に限ったものであると思われる。しかし、量子力学的な波の広がりには粒子の温度の平方根に逆比例するので温度が下がるとドブロイ波長はどんどん長くなる。すなわち極低温の世界ではこのような量子力学における粒子の自己同一性の喪失という奇妙な性質が、巨視的なスケールでしかもそれが集団の運動として現れうる。超伝導や超流動といった現象がその例で、現代の物性物理学や低温物理学研究の中心課題となっている。

このような粒子の量子力学的な振る舞いを調べる対象は、光子や電子や陽子といった小さな粒子に限ってはいない。原子のような多数の粒子から構成される大きな粒子についても、その内部運動をきちんと同じにすると原子全体が一つの量子力学的な粒子として振る舞う。化学的にはほとんど同じ振る舞いをする同位体が中性子の数の違いによって量子統計性が異なり、極低温での振る舞いが全く異なることはよく知られている。ボース粒子である ^4He とフェルミ粒子である ^3He の低温領域での振る舞いの違いがその例である。

集団の量子現象が顕在化するための条件は、量子力学的なサイズを決めるドブロイ波長が同種粒子の平均間隔よりも長くなることである。これは温度を下げることで粒子の密度を上げることを両立させることに他ならない。1995年の中性原子ガスのボース・アインシュタイン凝縮の成功はこのような研究に全く新しい展開をもたらした。それは低温物理とは無縁であった意外な分野からやってきた。それまで原子や分子のスペクトルを精密に測定することを目指して研究が発展してきた分光学の分野から、新しい量子物理の研究の舞台が生まれたのである。物性物理学者達も原子分光学の匠達が創り出した新しい量子物理の研究素材に固唾をのんだ。レーザー光を用いて原子の集団を極低温に冷却するという一見逆説的な技術が重要な鍵を握ったのである。それまでの液体ヘリウムなどの研究と違うところは、原子の密度や数を自由に制御でき、比較的粒子同士の相互作用の弱い領域で系統的な実験ができるということである。これによって相互作用のいらぬ純粋に量子力学的な相転移といわれるボース・アインシュタイン凝縮のありのままの姿を見ることができた。その後の研究で、フェッシュバック共鳴というものを使って、原子の相互作用の強さを人為的に変化させるという実験も始まっている。原子の相互作用の強さは s 波散乱長 a_s というものできまる。原子の密度を n とすると $na_s^3 \ll 1$ のときは希薄な極限で理想ボース粒子として振る舞う。フェッシュバック共鳴を使って、 a_s を大きくして $na_s^3 \gg 1$ の領域で実験をすることもできるようになっている。粒子間の相互作用は原子群の集団の量子運動の非線形な振る舞いを引き起こす。[1],[2]

さて、このような低温物理学に新風を吹き込んだ極低温原子の実験はレーザー冷却という技術であると述べた。ところで、レーザーはコヒーレントな光を発生させる装置である。コヒーレント (coherent) というのは「首尾一貫して筋が通っている」という意味の形容詞で、コヒーレントな光というのは波としてきれいに揃っているという意味である。光のコヒーレンスには時間軸上のコヒーレンス、周波数軸上のコヒーレンス、空間的なコヒーレンスなどいろいろある。最近では先端的なレーザー技術によって、極限的にコヒーレンスを整えることにより、狭帯域に安定化された連続波レーザー光や数フェムト秒以下の超短パルス光を発生させることが出来るようになってきている。これらの極限的にコヒーレンスが制御されたレーザーから出てくる光子集団は、非常にエントロピーの小さな光子群であると見なすことができる。光と物質の相互作用を通じてこのエントロピーの小さな“揃った光子群”の統計的性質を物質粒子系に転写して物質系の温度を下げるというのが、光で物質を冷却することのからくりである。原子ガスのレーザー冷却法では揃った光を原子に照射し、光の吸収放出を繰り返すことにより、原子の熱運動を抑制し極低温に冷却している。

レーザーのコヒーレンスを巧みに利用して極低温高密度の状態を創るというアイディアは原子ガスに限ったものでない。例えば、半導体の電子や正孔といったキャリアを極低温高密度にするとどうなるであろうか？あるいは半導体の電子と正孔がクーロン力で束縛してできたボース粒子である励起子は極低温高密度でボース・アインシュタイン凝縮するのだろうか？このような問題は原子の実験が始まる前から議論されてきた問題である。図1は原子系で繰り広げられているレーザー冷却やボース・アインシュタイン凝縮の実験と固体の電子正孔系を同じ土俵にのせ、温度と密度に対してプロットしたものである。図中の斜めの直線はボース・アインシュタイン凝縮の条件であるが、ドブロイ波長が平均粒子間距離にほぼ等しいという条件に対応する。固体の光励起キャリアの実験では扱う粒子の密度は光の強度を変えて自由に調節することができる。従って、原子の場合と違い、密度を何桁にも亘り自由に変わることができる。このことにより、電子正孔が対をつくって励起子として振る舞うボース粒子ガスの領域から多数の電子正孔がフェルミ縮退してひしめき合う領域まで系統的に調べることができる。これは大きな魅力である。図1をみると電子正孔系で追求できる領域がいかにダイナミックに広がっているかわかる。

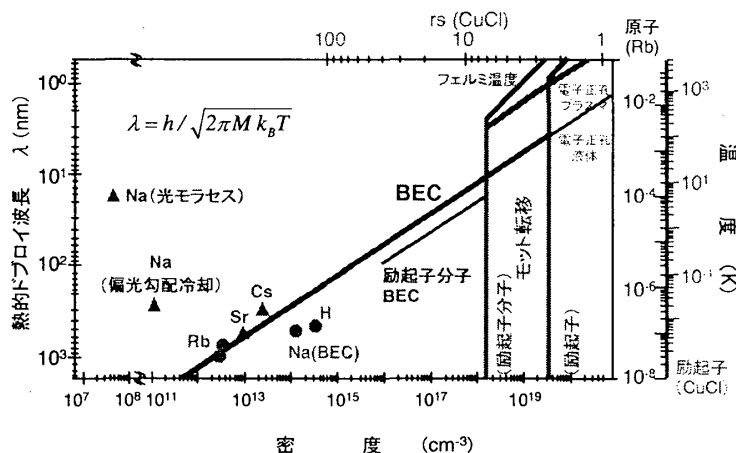


図1 極低温高密度の原子系と励起子系の諸相

§2 量子縮退した半導体の電子正孔系の振る舞いを探る

半導体を光励起すると、電子と正孔が生じる。電子と正孔の間にはクーロン相互作用が働くので、光励起によって創られたキャリアは複雑な多体系として振る舞い、そのとりうる状態は温度と密度によって多様に変化する。低密度では一対の電子と正孔がクーロン相互作用によって結合した励起子が気体状に存在する。励起子は2つのフェルミ粒子から成るのでボース統計に従う。従って、高密度の励起子を十分低温にすることが出来ると、ボース・アインシュタイン凝縮が起こる可能性がある。この励起子ボース・アインシュタイン凝縮の検証をめざした研究は25年以上続けられている。励起子は質量が電子と同程度であるため、原子系に比べるとボース・アインシュタイン凝縮は高温で観測されるはずである。また光励起で励起子を作ることが出来るので、その密度を自由にコントロールすることができる。ところが、励起子はそもそも準粒子であるため寿命が有限である。この寿命は通常はナノ秒以下で、格子系と熱平衡に達する時間と同じ程度であり本質的に非平衡の問題となる。これが励起子系のボース・アインシュタイン凝縮の問題が実験的に決着しない最大の理由となっている。

励起子のボース・アインシュタイン凝縮の可能性が最も高いとして長年注目されてきた系に亜酸化銅 (Cu_2O) のスピン禁制励起子 (パラ励起子) がある。亜酸化銅は立方晶の直接遷移型半導体であるが、価電子帯と伝導帯のパリティが同じであり、バンド端の双極子遷移が禁止されるという特殊な系である。この事情により 1s 励起子が長い寿命を持つ。特に最もエネルギーの低い 1s パラ励起子は純粋にスピン三重項状態であるため、再結合するためにはスピンの反転が必要がある。その結果光学遷移が強く禁止され 10 マイクロ秒という特異的に長い寿命が観測されている。またこの励起子は励起子間相互作用が斥力型となるため、密度を上げて励起子が分子を形成することがなく、励起子ガス相が安定である。スピン許容の 1s 励起子 (オルソ励起子) は光学フォノンを残して発光する過程が許容である。この発光スペクトルの形状から励起子の分布関数を評価することができる。しかし、パラ励起子の場合には発光効率が低く観測は困難である。フォーティン (E. Fortin) 等は励起子のイオン化電流を測定することで、光学不活性な励起子の検出を行った。この手法を用いて図 2 のような方法でパラ励起子の伝播の様子を観測した。[3] その結果高密度で低温の条件のもとで、励起子が弾道的に伝播することを見出し、励起子系の超流動現象を示唆していると主張した。これがもし事実であれば、励起子が摩擦なく伝わることを意味しており、損失のないエネルギー輸送現象として大変興味深い。しかし、最近の研究で励起子系の密度に依存する非弾性散乱の断面積を再評価したところ、ボース・アインシュタイン凝縮に至ることは困難なはずであるとの議論が提示されている。[4] 我々はこれを検証するために、励起子系の分布をより定量的に評価することを試みている。光励起によって作られた 1s 励起子を 1s 状態から 2p 状態へ遷移させ、その誘導吸収スペクトルから、励起子の密度と分布関数を決定するという方法である。この方法で、我々はスピン禁制励起子が十分な密度で生成されていることを確認している。この議論にはまだ決着はついておらず、励起子系の状態についてより詳細な評価が待たれている。

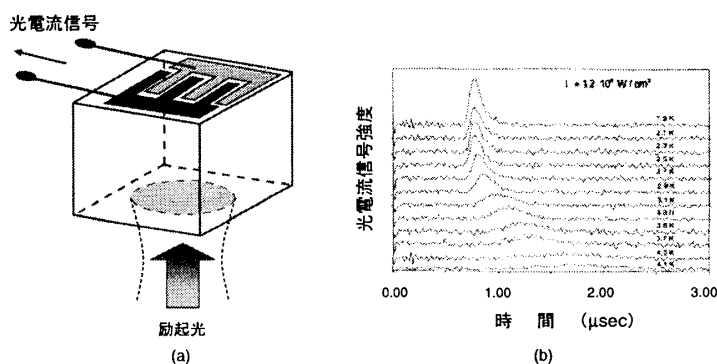


図 2 励起子のイオン化を用いたパラ励起子の観測実験

(a) 実験の模式図

(b) 信号の温度依存性。高温側では拡散型の伝播をしていた励起子が、ある温度以下で弾道的に伝わる様子が観測されている。[E. Fortin, S. Fafard and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. 70, 3951 (1993) による]

この問題に決着をつける重要なポイントとして、励起子を 3 次元的なポテンシャル中に閉じこめて空間拡散を抑えるということがある。この点について、最近東京大学の中と長澤は歪みポテンシャルを使った実験を進めている。良質の単結晶に歪みを与えると、励起子を比較的狭い空間に保持することができる。このポテンシャル中に 2 光子励起法によって低温の励起子をため込む実験を進め、量子縮退にせまる密度に到達することをしめしている。[5]

§ 3 量子縮退した励起子分子の生成とその干渉 [6]

半導体の励起子分子状態は励起子 2 個が束縛した状態であり、ボース粒子として振る舞う。塩化第一銅 (CuCl) では励起子分子の束縛エネルギーが約 30 meV と非常に大きいことから、励起子分子状態の精密な分光研究が進められてきた。この励起子分子を高密度に励起するとボース・アインシュタイン凝縮が起こるのではないかと議論がおり、日本でも 1970 年代後半に活発に議論された。しかし励起子分子はいわゆる巨大振動子効果のために、励起子への輻射遷移確率が大きく、輻射緩和寿命が 50 ピコ秒程度と短い。また、塩化第一銅は他のイオン結晶や化合物半導体と比べ、音響フォノンとの相互作用が弱く、低温領域で熱緩和速度がきわめて遅いことがその後の研究で明らかになった。この事情により当初期待されていたような、光励起された励起子分子系をその寿命内に準熱平衡状態として、ボース・アインシュタイン凝縮させることはほとんど不可能であるというのが現在の標準的な見解となっている。

我々は励起子分子をフェムト秒パルス光で2光子共鳴励起する際のエネルギーと運動量の保存則から、励起子分子系が占有する運動量空間の体積を非常に小さく圧縮できることに気がついた。図3はその原理を模式的に示したものである。200 フェムト秒程度の時間幅のパルス光はフーリエ変換の関係により周波数の広がりをもつ。この場合、光子エネルギーの分布幅はおよそ 12meV 程度である。中心の周波数は励起子分子のエネルギーのほぼ半分に同調しておく。励起子分子の準位幅は $20\mu\text{eV}$ の程度で、フェムト秒レーザーのパルスのスペクトル広がり比べて非常に狭い。通常の光学遷移では、スペクトルのごく一部しか使えないので遷移は非常に非効率になるが、2光子遷移の場合では事情は異なる。スペクトルの中の高周波数側にずれた成分は低周波数側にずれた成分と組み合わせ、フェムト秒パルスが2光子遷移でちょうど折りたたまれるようにして励起子分子を非常に効率良く作ることができる。このとき励起子分子の波数空間での広がり、すなわち運動量の分布はフェムト秒パルスの光子がもともと持っていた広がりよりも2桁ほど狭くなる。これにより、パルスあたり50ピコジュール程度の比較的弱いパルス光で励起しても、励起子分子の位相空間密度を非常に高く($>4\times 10^6$) することができるのである。既に述べたように位相空間密度は一つの量子状態を占める粒子の数を表す。これは2.6がボース・アインシュタイン凝縮の臨界濃度を与えることを考えると、ここで得られた励起子分子が如何に量子縮重度の高いものであるかわかる。この手法は、熱緩和を待たずに光励起で瞬時にボース縮退した励起子分子を生成することができることを意味している。さて、このようにして創られた励起子分子は波としてのコヒーレンスが非常によいという性質をもっているはずである。我々はこれを実証するために、励起子分子の波を2つ作りそれを干渉させる実験を行った。(図4) 励起子分子を作るために入れた光が直接干渉することを防ぐために、二つのパルス光は十分時間が離れかつ偏光が直交するようにして、結晶に入射させる。こうして独立な2つの励起子分子の波を発生させることが出来る。励起光はピコ秒程度で結晶から通り抜けるが、励起子分子は励起光から受け継いだコヒーレンスを保って結晶の中に数十ピコ秒以上停留できる。最初に用意された波が消失する前に第2の波を作る。励起子分子は全対称の対称性(Γ_1)を持つスカラー波なので、作る時の光の偏光方向とは無関係に2つの波は干渉するはずである。第2の励起子分子波の位相は、入射する光の位相を調整することによってコントロールできる。この位相調整によって合成された励起子分子波の全体の振幅を制御できるのである。これは高い縮重度をもつ励起子分子を波として重ね合わせ、トータルの数を制御することであり、最近流行のコヒーレント制御に他ならない。励起子分子の合成波の振幅は、第3のパルスを入射しその4光波混合信号強度から測定できる。図5は第1パルスと第2パルスの位相の関数として、最終的にできた励起子分子波の強度を測定したものである。非常にきれいに干渉していることがわかる。この縮退した励起子分子が量子縮退系に特有な現象としてどのような物性を示すかが次の課題となっている。

もう一つの重要な側面は、励起子分子が2光子コヒーレンスを持つことである。これにより励起子分子波は2光子吸収と逆の過程により2つの光子を放出する。その一方の光と同じ状態の光が外からやってくるとこの2光子放出過程が誘導される。これは非線形光学の言葉で言うパラメトリック過程である。図6は前述の方法で作った強い励起子分子波が存在する状態で光を照射し、その透過光強度を光の位相の関数として測定したものである。励起子分子波と光の相対的な位相に依存して増幅減衰が起きている。このパラメトリック過程の重要な性質は、非古典的な光の状態であるスクイーズド光が発生する性質があることである。実験から得られたパラメトリック増幅抑制の効率をもとにスクイーズの度合いを見積もると、10dB程度のスクイージングを得ることが可能であることがわかる。これは励起子分子波を用いて、量子光学や量子情報技術で使われる非古典光が効率良く発生するという点で、これらへの応用が期待されている。

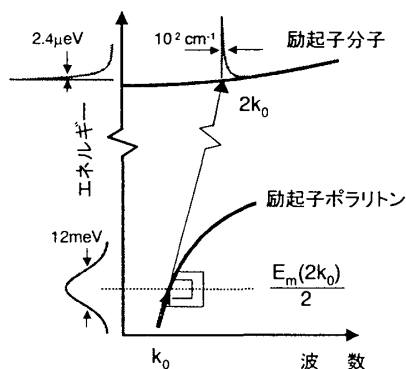


図3 励起子分子二光子励起による位相空間圧縮法 [4]

[M. Kuwata-Gonokami, R. Shimano, A. Mysyrowicz, "Phase-Coherent manipulation of cold biexcitonic waves" J. Phys. Soc. Jpn., **71**, 1257 (2002).より]

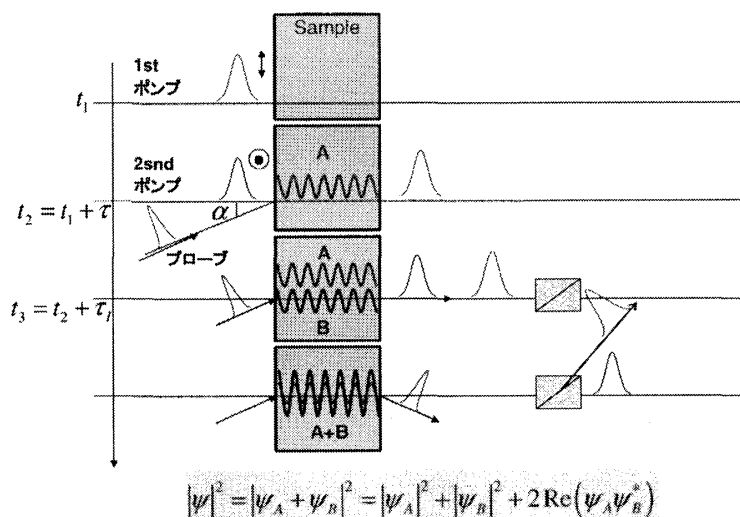


図4 2つのパルスによって作られた励起子分子の波の干渉とその観測法

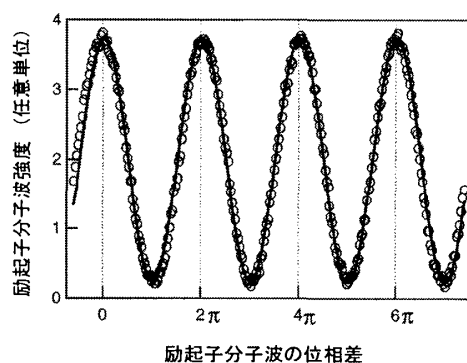


図5 励起子分子波の干渉実験

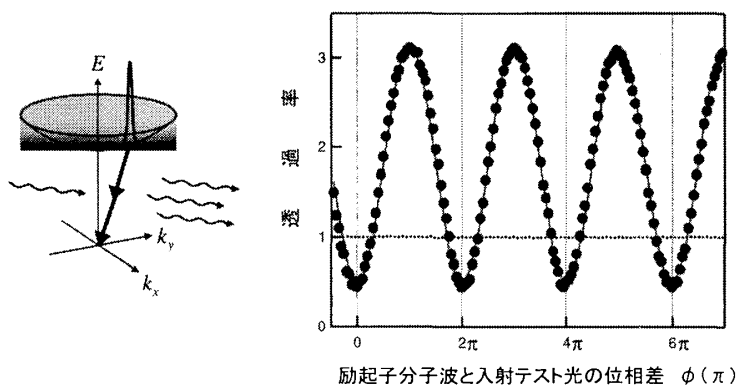


図6 コヒーレント励起子分子による光のパラメトリック増幅、減衰。
データはテスト光の透過率を励起子分子波とテスト光の相対位相の関数として
プロットしたものである。

§ 4 極低温高密度電子正孔系の凝縮

励起子系のもう一つのおもしろさは、ボース粒子とフェルミ粒子のクロスオーバーを議論できることである。励起子の密度を上げ、平均間隔が励起子のボア半径 a_B 程度になると、電子と正孔を束縛しているクーロン相互作用は遮蔽され、励起子としては不安定になり、電子と正孔がバラバラに解けたプラズマ状態 (EHP) になる。これは中性の励起子ガスから金属的なプラズマへの転移で、「励起子モット転移」と呼ばれている。このような高密度のプラズマ状態で低温状態にすると、フェルミ粒子としての量子縮退現象が見られることになる。比較的希薄な領域でのボース・アインシュタイン凝縮、より高密度領域での電子正孔液滴 (EHD) など多彩な様相を示す。(図 7)

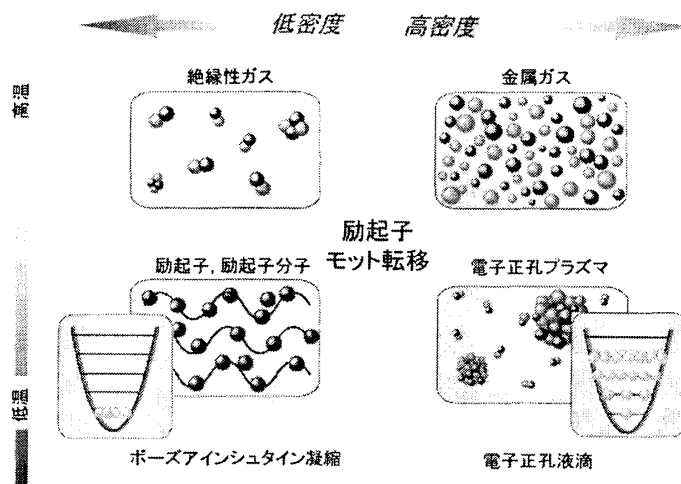


図 7 極低温高密度電子正孔系の諸相

電子正孔プラズマの温度を低温にすると電子正孔が凝縮した液体の状態になる場合がある。この液体状に凝縮した状態は間接遷移型半導体であるシリコンやゲルマニウムで観測されている。[7]ガリウムヒ素などの直接遷移型半導体では電子正孔対が短い時間で発光して消滅してしまうので、凝縮相には至らないというのがこれまでの常識であった。我々は光との相互作用をうまく工夫して、電子正孔プラズマを低温状態とすることが出来れば、この凝縮を直接遷移型半導体でも観測できるのではないかと考えた。低温の電子正孔プラズマを生成するには、励起に用いた光のエネルギーを電子正孔系の熱運動に転化させないようにすることが必要である。半導体を強い光でバンド間励起し、たくさんの電子正孔をつくると、その密度に応じてバンドギャップが縮むという現象が知られている。(図 8) 光子エネルギーが一定の場合には、バンドが縮んだあとで作られた電子正孔は余分な運動エネルギーを持つことになる。その結果電子正孔系の温度は容易に数千度に達してしまう。このような高温になると電子正孔の寿命以内に格子系と熱平衡に達することはできず、温度が下がる前に消滅してしまう。我々は励起子をパルス光で直接高密度に作りそれをプラズマ状態へ「励起子モット転移」させることで、この余分な加熱をさけることができるのではないかと考えた。励起子の密度が上がるとバンドギャップはバンド間遷移と同様に縮むが、励起子の束縛エネルギーも小さくなる。この両者はちょうどつりあうので励起子吸収のエネルギーは励起子の密度によらずほぼ一定になる。この性質を使うと強い光を励起子の共鳴周波数に合わせて、励起子を効率よく高密度に作ることができる。そして励起子密度がモット転移濃度に達した時に励起子からプラズマへ変化する。この方法でできた電子正孔プラズマは余分な運動エネルギーを持たないので低温の状態になることが期待できる。このアイデアを実証するには励起子の束縛エネルギーが大きい系を選ぶ方が有利である。そこで励起子の束縛エネルギーが 213meV と非常に大きな塩化第一銅 CuCl に注目し、実際に励起子共鳴励起によって低温状態の電子正孔系を創り出すことを試みた。

図 9 はフェムト秒レーザーの波長を励起子の周波数にあわせて、いろいろな強度で発光スペクトルを測定した結果である。励起光が弱い場合には励起子が対を作って、励起子分子ができたことを示す発光がみられる。励起光が強くなると、低エネルギー側 (波長の長い側) にスペクトル幅の広い発光バンドが現れる。これは電子正孔プラズマによるものである。ここでは詳細は省略するが、中間的励起光強度領域で、励起子分子発光帯の低エネルギー側にスペクトル幅の狭い発光バンド (X バンド発光帯) が観測されている。これが何によるものなのかということが問題となった。光励起された励起子やそれがモット転移してできた電子正孔

プラズマはそれぞれ特有な発光バンドを示す。その形や周波数から何がいつできたのかある程度予測することができる。しかし、粒子間の相互作用は複雑な為、スペクトルの解釈は単純ではない。そこでより直接的に光励起キャリアや励起子の状態を調べる方法として、キャリアの集団運動であるプラズマ周波数近傍の電磁波に対する応答を測定することにした。[8] 図 10 がその模式図である。CuCl の励起子をモット転移濃度に励起したときに作られる電子正孔プラズマの共鳴周波数は中赤外領域にあらわれる。図 11 が実験結果である。励起子をフェムト秒パルスでたくさん作った直後 (1psec) にはプラズマに起因する強い金属のような反射スペクトルが現れている。これは励起子がモット転移して即座に金属状態になったことを意味している。時間がたつと、反射率は小さくなるが、反射の増減が切り変わる光子エネルギーは 0.2eV 付近に収束することが分かる。このスペクトルは電子正孔の挙動について重要な情報を持っている。また低エネルギー側の反射率変化が時間とともに減少するという結果は、プラズマが空間的に一様分布していてその密度が下がっていくというモデルでは説明がつかない。もし、電子正孔プラズマが途中で不均一になり、「部分的」に電子正孔対がイオン化した所とそうでない所に分離しているとするとこれらのスペクトルの特徴が説明できる。金属相がコロイド的に浮遊しているモデルである。このとき、プラズマ周波数の $1/\sqrt{3}$ 倍のところに吸収が現れる。(図 11) これは金属コロイドの入ったガラスが色づいて見えるのと同じ原理である。ちなみに、ステンドグラスにはこのような金属コロイドによる着色が利用されている。このモデルに従ってスペクトルを計算するとおおよそ実験結果を再現することがわかった。図 12 はこのモデルに従って実験データを解析し、プラズマの体積と密度が時間と共にどのように変化するか調べたものである。密度ははじめ減少し、 10ps 以降では $2 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ とほぼ一定となる。これは電子正孔液滴が形成されたことを示唆している。すなわち励起子モット転移をつかった為に通常では作れなかった低温で高密度の電子正孔系が出来、それが液滴状に凝縮したのだと考えられる。

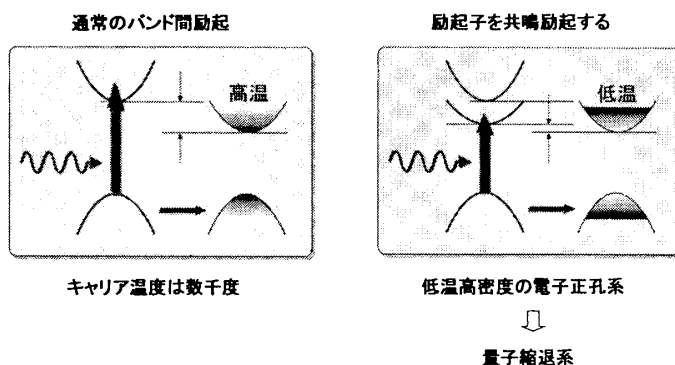


図 8 バンド間励起と励起子共鳴励起による電子正孔系の励起

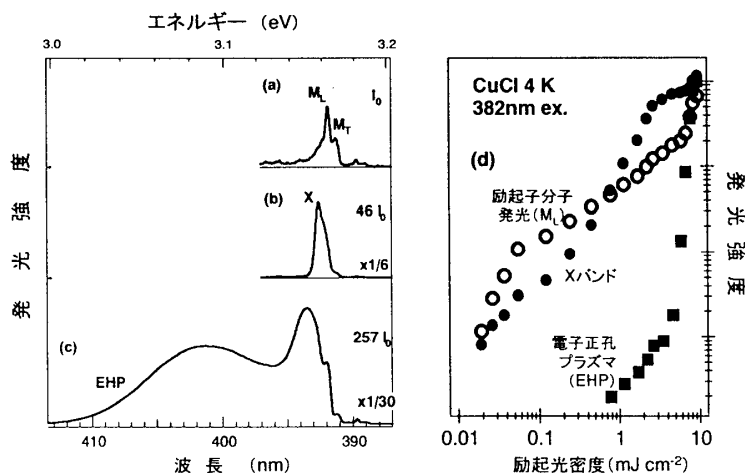


図 9 励起子共鳴励起 (382nm) における発光スペクトル。

励起光強度は (a) 0.02, (b) 1, (c) 6 mJ/cm^2 . (d) 発光強度の励起光密度依存性。
Nagai, M.; Shimano, R.; Kuwata-Gonokami, J. Lumin., 87-89, 192 (2000).

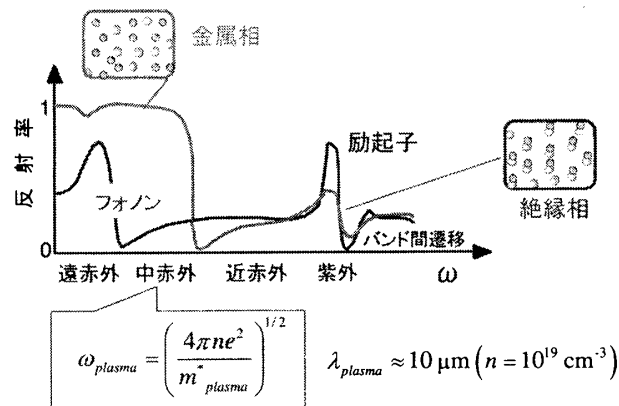


図 10 高密度電子正孔系の電磁応答。中赤外領域に強い金属的反射が現れる。

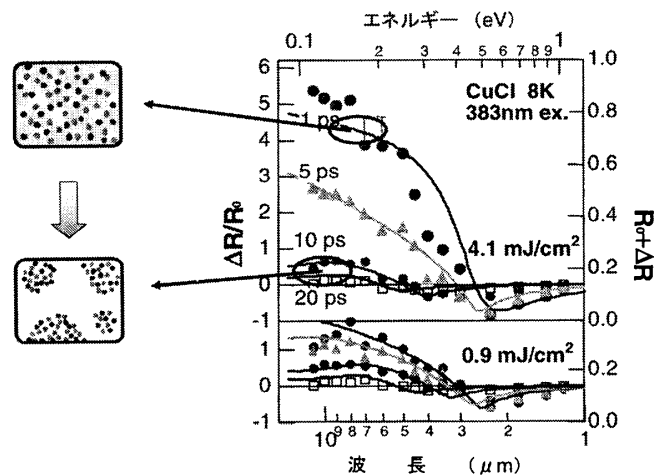


図 11 励起子共鳴 (383 nm) 励起下での、中赤外領域の過渡反射スペクトル (1, 5, 10, 20 ps)。励起光強度は (a) 4.1 (b) 0.9 mJ/cm²。実線は電子正孔液滴が生じて、部分的に電子正孔液滴を形成しイオン化している (左図) と仮定したときの反射スペクトルの計算値。[6]

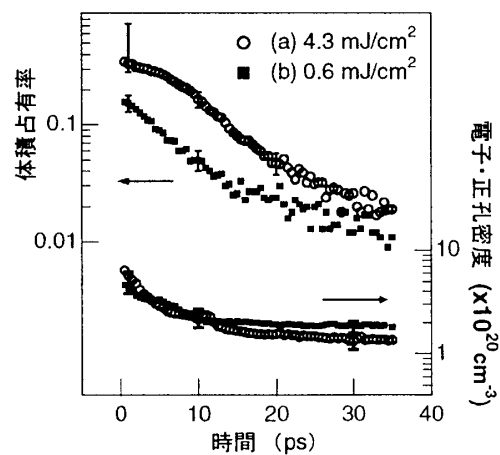


図 12 中赤外領域の過渡的電磁波応答スペクトルの形状から求めた、電子正孔液滴の占有体積と密度の時間依存性 [6]

§5 おわりに

レーザー光と物質の相互作用を巧みに利用し、物質系を冷却して多数の粒子が量子力学的な相関を持つような状態をつくることを狙った実験について紹介した。このような実験ができるようになったのは半導体技術を基礎とする光エレクトロニクス技術特に半導体レーザーの進歩のおかげである。ところで、20世紀後半に急成長を遂げたこの半導体技術によるエレクトロニクス技術はすでに限界に達しているとしばしばいわれる。例えば、秒速100ギガビット以上の情報を逐次処理するためには、エレクトロニクス素子だけでは不可能であることがわかっている。光ネットワークにおいて、光にのせた情報を光のままで直接制御するためには光スイッチが不可欠である。しかし、それを担う材料はまだ見つかっていないという問題がある。このような限界を突破するためのアイディアの一つにナノテクノロジーがある。これはナノメートルスケールの微細な構造をつくることで、電子や正孔の状態を量子論的に制御し、従来にない機能や性能を引き出すことを狙っている。このアイディアは光エレクトロニクス分野においても量子井戸レーザーが実用化されるなど、成果がすでに上がっている。しかし、上に述べた超高速光制御のように光の潜在力を存分に引き出すためには、さらなるブレイクスルーが求められている。この限界を打ち破る鍵は何か？ 従来のエレクトロニクスがその基礎をおくバンド理論に基づく一体近似の枠を越えることが必要ではないか。ここで述べた光で集団の量子現象を探るというアプローチの中にそのヒントが見え始めているように私は感じている。

本稿は日本物理学会主催で行われた科学セミナーをまとめた物理学会編「ボース-アインシュタイン凝縮から高温超伝導体へ」日本評論社刊の第10章「光で作るマクロな量子現象」の一部を加筆したものであることをお断りしておく。

参考文献：

- [1] 中性原子のボース・アインシュタイン凝縮については
上田正仁：「レーザー冷却された原子気体のボース・アインシュタイン凝縮」
アインシュタインとボーア、日本物理学会編 裳華房 (1999) p.86-108.
- [2] 原子間に引力がある場合のボース・アインシュタイン凝縮など最近の理論については、斉藤弘樹、
上田正仁：「レーザー冷却された中性原子気体のボース・アインシュタイン凝縮 - 引力系を中心として-」, 固体物理 vol.36 (2001) p. 311-319.
- [3] E. Fortin, S. Fafard and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **70**, 3951 (1993).
- [4] J.T. Warren, K.E. O'Hara, and J.P. Wolfe, "Two-body decay of thermalized excitons in Cu_2O ",
Phys. Rev. B **61**, 8215 (2000),
K.E. O'Hara and J.P. Wolfe, "Relaxation kinetics of excitons in cuprous oxide"
Phys. Rev. B **62**, 12909 (2000).
- [5] N. Naka and N. Nagasawa, "Bosonic stimulation of cold 1s excitons into a harmonic potential minimum in Cu_2O " Solid State Commun. **126**, 523 (2003).
中暢子, "Two-Photon Spectroscopy on Excitons in Strain-Induced Traps in Cu_2O ", 博士論文 (東京大学) 2003.
- [6] M. Kuwata-Gonokami, R. Shimano, A. Mysyrowicz, "Phase-Coherent manipulation of cold biexcitonic waves", J. Phys. Soc. Jpn., **71**, 1257 (2002).
- [7] 最近ワイドギャップ間接遷移型半導体であるダイヤモンドで電子正孔液体状態の臨界温度が 165K にも及ぶことを見いだしている。この液体状態での電子正孔の密度は 10^{20} cm^{-3} である。
- [8] M. Nagai, R. Shimano, M. Kuwata-Gonokami, "Electron-hole droplet formation in direct-gap semiconductors observed by mid-infrared pump-probe spectroscopy", Phys. Rev. Lett., **86**, 5795 (2001),
N. Nagai and M. Kuwata-Gonokami, "Electron-hole liquid formation by exciton and biexciton resonant excitation in CuCl ", J. Luminescence, **100**, 233 (2002).
- [9] R. Shimano, M. Nagai, K. Horiuchi, M. Kuwata-Gonokami, "Formation of a high Tc electron-hole liquid in diamond", Phys. Rev. Lett., **88**, 057404 (2002).